

AD-A090 309

ADVISORY GROUP FOR AEROSPACE RESEARCH AND DEVELOPMENT--ETC F/6 20/4  
COMPARAISON DES CHAMPS DE PRESSION INSTATIONNAIRES CALCULES ET --ETC(U)

AUG 80 M COUSTOU, J J ANGELINI, J P MEURZEC

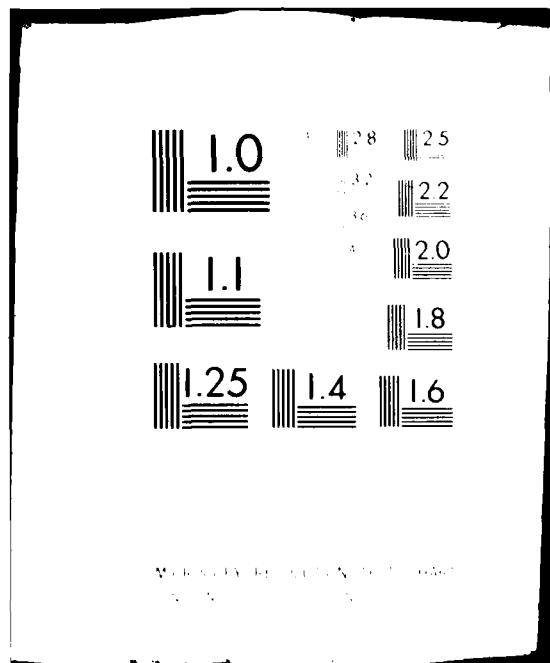
UNCLASSIFIED

AGARD-R-688

NL

1 of 1  
AD-A090 309

END  
DATE FILMED  
AUG 80  
DTIC



LEVEL

1

AGARD-R-688

AD A 090 309

AGARD

GROUPE CONSULTATIF POUR LA RECHERCHE  
ET LE DEVELOPPEMENT AEROSPATIAL

7 RUE ANCELLE 92200 NEUILLY SUR SEINE FRANCE

AGARD REPORT No. 688

# Comparaison des Champs de Pression Instationnaires Calculés et Mesures sur le Modèle ZKP

COMPARISON OF UNSTABLE PRESSURE FIELDS  
CALCULATED AND MEASURED ON THE  
ZKP MODEL



ORGANISATION DU TRAITE DE L'ATLANTIQUE NORD



VOIR COUVERTURE DE DOS POUR  
DIFFUSION ET DISPONIBILITE DE CE DOCUMENT

DISTRIBUTION STATEMENT A

Approved for public release;  
Distribution Unlimited

80 10 8 021

DDC FILE COPY

ORGANISATION DU TRAITE DE L'ATLANTIQUE NORD  
GROUPE CONSULTATIF POUR LA RECHERCHE ET LE DEVELOPPEMENT AEROSPATIAL  
(NORTH ATLANTIC TREATY ORGANIZATION)



AGARD Report No.688

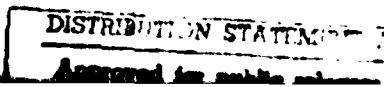
COMPARAISON DES CHAMPS DE PRESSION INSTATIONNAIRES  
CALCULES ET MESURES SUR LE MODELE ZKP

par

M/Couston, J.J. Angélini et J.P. Meurze  
Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales  
29 avenue de la Division Leclerc  
92320 Châtillon, France

Communication présentée à la 50ème conférence de la Commission Structures et Matériaux qui  
eut lieu à Athènes, Grèce en avril 1980.

1100043



## LA MISSION DE L'AGARD

La mission de l'AGARD est de réunir les personnalités marquantes des pays de l'OTAN dans les domaines de la science et de la technologie intéressant les activités aérospatiales, en vue:

d'échanger des renseignements scientifiques et techniques;

de stimuler de façon continue les progrès des sciences aérospatiales pouvant permettre de renforcer la défense commune;

d'améliorer la coopération entre les pays membres dans le domaine de la recherche et du développement aérospatiaux;

de fournir au Comité Militaire de l'Atlantique Nord une aide et des avis scientifiques et techniques dans le domaine de la recherche et du développement aérospatiaux;

- d'apporter, sur demande, aux autres organismes de l'OTAN et aux pays membres, une aide scientifique et technique en ce qui concerne les problèmes de recherche et de développement dans le domaine aérospatial;

de fournir une aide aux pays membres en vue d'accroître leur potentiel scientifique et technique;

- de recommander aux pays membres des méthodes efficaces pour utiliser leurs possibilités en matière de recherche et de développement au profit de l'ensemble de la communauté de l'OTAN.

Le Conseil des Délégués Nationaux de l'AGARD constitue la plus haute autorité au sein de cet organisme; il est composé de représentants éminents de chaque pays membre, faisant l'objet d'une nomination officielle. Pour mener à bien sa mission, l'AGARD dispose de Groupes de Travail composés d'experts désignés par les Délégués Nationaux, d'un Programme d'Echanges et de Consultants, et d'un Programme d'Etudes en vue d'Applications Aérospatiales. L'AGARD rend compte des résultats de ses travaux aux pays membres et aux Autorités de l'OTAN sous forme de publications dont cet ouvrage est un exemple.

Seules sont admises à participer aux activités de l'AGARD les personnes ayant fait l'objet d'une invitation et jouissant en règle générale de la citoyenneté d'un des pays de l'OTAN.

La texte de cette publication a été directement reproduit  
à partir d'un exemplaire fourni par l'AGARD ou par l'auteur.

Publiée août 1980

Copyright © AGARD 1980  
Tous droits réservés

ISBN 92-835-2107-2



Imprimé par Technical Editing and Reproduction Ltd  
Hartford House, 7-9 Charlotte St, London W1P 1HD

## PREFACE

Le calcul des écoulements tridimensionnels instationnaires transsoniques sur des ailes supercritiques est un travail difficile qui requiert pour l'instant des temps d'ordinateur incompatibles avec une exploitation industrielle. Messieurs Couston, Angélini et Meurzec ont présenté à la Sous-Commission d'Aéroelasticité du Panel une approche, fondée sur la méthode des tranches, dans laquelle l'aile est remplacée par une succession de profils dont les interactions sont prises en compte d'une manière approchée; les temps de calculs deviennent alors raisonnables.

Les auteurs ont présenté l'application de la méthode au calcul des champs de pression instationnaire induits par l'oscillation de l'aileron de l'aile ZKP, dans les conditions de l'essai effectué sur cette aile supercritique dans la soufflerie S1 Ma de Modane; la comparaison théorie-expérience n'est pas parfaite, du fait que les effets visqueux n'ont pas été pris en compte; elle est cependant encourageante dans le sens où les principaux phénomènes sont correctement prédits.

La Sous-Commission d'Aéroelasticité est heureuse de publier ce rapport, qui est l'aboutissement d'un programme coopératif patronné par le Ministère Allemand de la Recherche et Technologie et l'ONERA, avec la participation du DFVLR, de MBB, de VFW-Fokker et de l'ONERA.

G.COUPRY  
Chairman, Sub-Committee  
on Aeroelasticity

## COMPARAISON DES CHAMPS DE PRESSION INSTATIONNAIRES

## CALCULÉS ET MESURÉS SUR LE MODÈLE ZKP

par Michel COUSTON, Jean-Jacques ANGÉLINI et Jean-Louis MEURZEC

Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA)  
92320 Châtillon (France)RESUME

La prédiction des champs de pression instationnaire sur une aile supercritique est envisagée en utilisant une méthode bidimensionnelle non linéaire corrigée des interactions tridimensionnelles entre tranches à partir d'une approximation asymptotique. Cette approximation est applicable aux ailes de grand allongement et de flèche modérée.

Une partie de cet article porte sur une application de la méthode à un cas réel, ce cas correspond aux essais dans la soufflerie transsonique S1-Modane d'un modèle rigide équipé d'une gouverne oscillante. Ces essais font partie du programme ZKP qui a été patronné à la fois par le Ministère de la Recherche et de la Technologie de la République Fédérale Allemande et l'ONERA avec la participation du DFVLR, de MBB, de VFW-FOKKER et de l'ONERA.

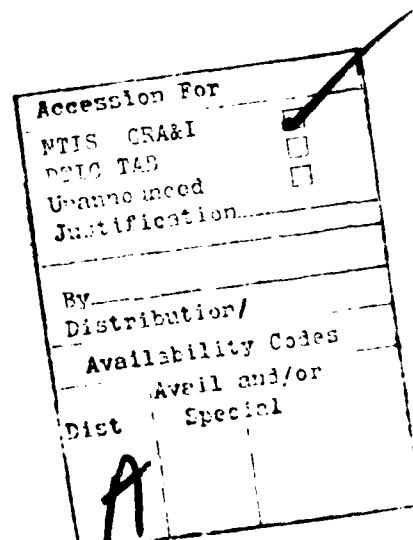
SUMMARY

The unsteady pressure fields prediction for a supercritical wing is considered from a bidimensional nonlinear method corrected for tridimensional interactions between strips using an asymptotic approximation. This approximation is derived for wing with large aspect ratio and low sweep angle.

Part of the paper will deal with an application of this method to a real case, that is the unsteady experiment carried out with oscillation of the control surface on a rigid model on the S1-Modane transonic wind-tunnel. These experiments have been part of the ZKP programme, sponsored by the German Federal Ministry of Research and Technology and ONERA, with participation of DFVLR, MBB, VFW-FOKKER and ONERA.

NOTATIONS

b	demi envergure
c	corde
h	fonction définissant le profil
k	fréquence réduite
k	coefficient de portance
ℓ	corde
m	coefficient de moment (quart avant)
<i>tuvxyz</i>	coordonnées
t	temps
C <sub>1</sub>	coefficient de portance
C <sub>m</sub>	coefficient de moment (quart avant)
C <sub>p</sub>	coefficient de pression instationnaire normalisé
D <sub>xx</sub>	opérateur de différences finies
K <sub>p</sub>	coefficient de pression stationnaire
M	nombre de Mach
N	noyau
U	vitesse de l'écoulement
α	incidence
α	intensité du pompage induit
β	intensité du tangage induit
γ	rapport des chaleurs spécifiques
δ	amplitude d'oscillation de la gouverne
δ	opérateur de différence finie
ε	angle de vrillage
η	envergure normalisée ( $\eta = \gamma / b$ )
λ	coefficient du terme nonlinéaire



$\psi$	angle de flèche
$\Psi$	potentiel de perturbation
$\omega$	pulsation du phénomène instationnaire
$\phi$	phase du coefficient de pression instationnaire

#### INDICES

$a$	relatif au pompage
$b$	relatif au tangage
$i$	instationnaire
$j$	indice d'abscisse
$j$	indice d'ordonnée
$l$	portance
$m$	moment ou statique
$n$	indice temporel
$t$	relatif au temps
$x$	relatif à l'abscisse
$y$	relatif à l'ordonnée
$\delta$	relatif au mouvement de la gouverne
$1$	relatif au premier harmonique
$\sim$	valeur intermédiaire
$\leftarrow$	décentrée vers l'amont
$\infty$	relatif au champ bidimensionnel non perturbé

#### ABREVIATIONS

PPT	équation des <u>Petites Perturbations Transsoniques</u>
2D	bidimensionnel
3D	tridimensionnel
CL	<u>Couche Limite</u>

#### I - INTRODUCTION

La prédiction des écoulements instationnaires sur les ailes supercritiques équipant les avions de transport actuels est un problème particulièrement délicat. La présence d'ondes de choc remet en cause les hypothèses traditionnelles de linéarité des phénomènes. Pourtant, que l'on envisage une étude de stabilité pour prévenir un éventuel flottement ou que l'on s'intéresse aux techniques de Contrôle Actif Généralisé (C.A.G ou C.C.V. en anglais), il faut connaître les charges aérodynamiques instationnaires agissant sur la structure.

Dans cette optique, l'ONERA a entrepris des études expérimentales sur les effets instationnaires liés à l'oscillation des gouvernes. Ces études d'abord bidimensionnelles [1,2] ont été étendues à une aile, dans les deux cas il s'agissait d'un profil supercritique développé par l'Aérospatiale, (type RAI6SC1). Puis en collaboration avec VFW-FOKKER, MBB, le DFVLR et le Ministère Allemand de la Recherche et de la Technologie les champs des pressions instationnaires ont également été mesurés sur le modèle ZKP qui est l'une des configurations aéroélastiques tridimensionnelles retenues par l'AGARD [3].

Parallèlement à ces études expérimentales, des progrès intéressants ont été obtenus sur le plan théorique en bidimensionnel [4,5,6]. Une approche tridimensionnelle non linéaire est en cours de développement à la Direction des Structures de l'ONERA mais elle nécessitera des temps de calcul beaucoup plus important qu'en bidimensionnel. On propose donc ici une approche provisoire basée sur l'idée de l'approximation asymptotique pour les ailes de grand allongement et faible flèche qui permet d'introduire une correction tridimensionnelle dans le calcul bidimensionnel non linéaire.

On présente ensuite une comparaison entre des résultats expérimentaux et des calculs non linéaires bidimensionnels et tridimensionnels approchés. Cette comparaison s'appuie principalement sur l'aile ZKP essayée dans la Soufflerie SI-Modane de l'ONERA.

#### II - METHODE DE CALCUL DES EFFETS INSTATIONNAIRES

### II.1 - Méthode bidimensionnelle de base

La résolution numérique des effets instationnaires sur une aile supercritique nécessite un calcul tridimensionnel non linéaire. Des efforts sont en cours à la Division d'Aéroélasticité de l'ONERA pour développer un tel code de calcul à partir des travaux présentés en référence [5,6], mais ce code de calcul n'est pas disponible dans l'immédiat et il nécessitera des temps de calcul assez importants. On se propose donc pour l'instant d'utiliser la méthode bidimensionnelle [6] en lui apportant des corrections tridimensionnelles.

La méthode bidimensionnelle ne sera pas décrite en détail dans cet article ayant déjà fait l'objet de publications antérieures [5,6]. Nous rappelons qu'elle permet de résoudre l'équation des petites perturbations transsoniques et instationnaires (1) :

$$k^2 M_\infty^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + 2k M_\infty^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial t} = [1 - M_\infty^2 - \lambda \frac{\partial \psi}{\partial x}] \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \quad (1a)$$

où

$$\lambda = [(1+1)M_\infty^2 + 3(1-M_\infty^2)] M_\infty^2 \quad (1b)$$

La résolution de l'équation (1a) est obtenue par une extension de la méthode implicite de directions alternées proposée par BALLHAUS [7]. Le schéma numérique se décompose en trois pas et se présente sous la forme suivante :

- pas en x

$$\frac{2k M_\infty^2}{\Delta t} \left[ \frac{k}{\Delta t} + \delta_x \right] (\tilde{\psi}_{j,k}^n - \tilde{\psi}_{j,k}^n) = \delta_{xx} (\tilde{\psi}_{j,k}^n, \psi^n) + \delta_{yy} \psi_{j,k}^n + \frac{2k M_\infty^2}{\Delta t} z^n \quad (2a)$$

- pas en y

$$\frac{2k M_\infty^2}{\Delta t} \left[ \frac{k}{\Delta t} + \delta_x \right] (\psi_{j,k}^{n+1} - \tilde{\psi}_{j,k}^n) = \frac{1}{2} \delta_{yy} (\psi_{j,k}^{n+1} - \psi_{j,k}^n) \quad (2b)$$

- pas de calcul de la variable z

$$z_{j,k}^{n+1} = -z_{j,k}^n + \frac{2k}{\Delta t} (\psi_{j,k}^{n+1} - \psi_{j,k}^n) \quad (2c)$$

où  $n$ ,  $j$ ,  $k$ , sont respectivement les indices du temps, de l'abscisse et de l'ordonnée où le maillage utilisé est cartésien (les conditions aux limites du profil sont érites sur un segment de droite représentant une approximation de la position moyenne du profil).

Les symboles  $\delta_x$  et  $\delta_{yy}$  représentent respectivement la différence finie décentrée en arrière suivant x et la dérivée seconde centrée suivant y.

$\delta_{xx}$  est un opérateur mixte similaire à celui de MURMAN [8] qui assure la discréétisation du terme non linéaire en préservant à la fois la stabilité du schéma (par un décentrement dans les zones supersoniques), la conservativité (par un traitement spécial des points soniques et des points "choc") et la linéarisation du problème (par une discréétisation temporelle appropriée du terme non linéaire entre les deux temps  $n$  et  $(n+1)\Delta t$ ).

Notons que le schéma numérique (2a et 2b) est intéressant car il ne génère que des matrices tri ou quadridiagonales qui sont résolues efficacement par double triangulation. Le troisième pas (2c) calcule la variable z point par point et ne nécessite pas de résolution matricielle. Ce troisième pas a été introduit pour traiter la dérivée seconde temporelle de manière centrée ce qui n'est pas possible dans un schéma à deux pas comme celui utilisé en [5].

### II.2 - Champ stationnaire

Avant de faire un calcul instationnaire il faut nécessairement avoir un champ de pression stationnaire raisonnable. En effet, puisque l'on considère ici le cas d'ailes opérant en régime transsonique, il serait illusoire de faire un calcul instationnaire si la position du ou des ondes de choc n'est pas correcte. On doit donc prédire de manière correcte la position des zones supersoniques. Pour ce faire, il faut connaître pour chaque section d'aile où le calcul est demandé les paramètres à fournir au calcul bidimensionnel. Ces paramètres stationnaires sont le nombre de Mach, l'incidence et une éventuelle correction pour tenir compte de la déportance induite par les effets visqueux stationnaires.

#### II.2.1 - Correction d'incidence induite

La théorie de l'aile d'envergure limitée est connue depuis les travaux de Prandtl, elle nous dit que l'incidence effective diffère de l'incidence aérodynamique de l'aile à cause de la vitesse induite par une nappe tourbillonnaire. Cela se traduit dans une section donnée par un angle induit qui dépend de l'évolution (suivant l'envergure) de la portance. On doit donc estimer la valeur de cet angle induit stationnaire.

Ce calcul va être fait à partir de la méthode tridimensionnelle des doublets ("doublet Lattice-method") développée à l'ONERA à partir des travaux d'ALBANO et RODEEN [9]. Cette méthode ne prend pas en compte les effets d'épaisseur, donc si l'on veut introduire des effets de portance il faut considérer des sections d'aile planes mises en incidence.

A partir du vrillage géométrique de l'aile ZKP tel qu'il est défini en [3] et repris en figure 1, nous considérons le vrillage de plaques planes équivalent en introduisant l'angle de portance nulle de chaque section et une correction empirique qui tient compte des effets visqueux. Ceci nous donne la loi de vrillage présentée en figure 1, loi qui est introduite dans le programme linéaire tridimensionnel des doublets. On notera que l'aile est supposée infiniment rigide (d'autant qu'elle est haubanée) ce qui nous autorise à négliger le dévrillage aérodynamique (dans le cas d'un avion, l'aile n'est pas rigide et il faudrait tenir compte de sa déformation sous la charge).

L'évolution du coefficient de portance ainsi calculé est présenté en figure 2, on le compare aux mesures obtenues dans Sl-Modane. L'accord est relativement satisfaisant, nous pouvons donc déterminer l'incidence de chaque section en envergure en comparant le  $C_l$  bidimensionnel de plaque plane au  $C_l$  tridimensionnel calculé de la figure 2. Nous obtenons la loi d'incidence sur chaque profil que nous présentons en figure 3 (cette incidence est définie par rapport à la corde de chaque section). On notera que la section du bout de plume ( $\eta = .885$ ) où sont prélevées les pressions instationnaires travaille à une incidence faible pour la configuration choisie ( $M_{aile} = 0.78$ ,  $\alpha_{aile} = 0^\circ$ ,  $\delta_{aile} = 0^\circ$ ), nous considererons donc que dans cette configuration la section travaille sans incidence.

Il est clair que toute variation d'incidence globale de l'aile (ou tout braquage de la gouverne) entraîne des modifications dans l'incidence de chaque section et que la courbe présentée en figure 3 est alors modifiée. A partir du programme tridimensionnel linéaire nous déterminons ces variations, ainsi en ne considérant que la section  $\eta = .885$  qui est instrumenté avec des capteurs instationnaires on trouve que les corrections d'incidence locale prennent la forme :

- pour un braquage vers le haut (négatif) de la gouverne d'un degré l'incidence locale pour cette section augmente d'environ  $0.395^\circ$ .
- pour une mise en incidence de l'ensemble de l'aile d'un degré la section  $\eta = .885$  voit son incidence effective croître seulement de  $0.725^\circ$ .

Ces deux dernières corrections seront appliquées par la suite à un exemple concret comportant à la fois une mise en incidence de l'aile et un braquage de la gouverne.

#### II.2.2. - Déportance induite par les effets visqueux

Il s'agit là d'une correction empirique qui ne se justifie qu'en regard d'une comparaison avec des essais. Nous avons observé en référence [6] que pour le profil bidimensionnel supercritique RAI6SCI de l'aérospatiale la portance calculée était systématiquement surévaluée en stationnaire et ce à cause de la couche limite qui se développe sur le profil. Il en résulte principalement que les ondes de choc se placent trop loin arrière sur le profil; pour pallier cet inconvénient la seule solution qui améliore la comparaison sans nécessiter l'introduction de la couche limite nous semble être un braquage de la gouverne vers le haut. En référence [3], nous avons montré qu'un braquage de  $-2^\circ$  (vers le haut) de la gouverne donnait de bons résultats ; ici n'ayant pas d'essais bidimensionnels pour les profils équipant l'aile ZKP nous appliquerons la même correction puisque les sections sont de type supercritique tout comme le RAI6SCI de l'Aérospatiale.

#### II.2.3 - Correction du nombre de Mach

Pour faire le calcul bidimensionnel il faut se donner le nombre de Mach incident pour la section considérée. En référence [10] on trouve certaines remarques en ce qui concerne le nombre de Mach à considérer pour évaluer le champ de pression stationnaire dans la section droite d'une aile cylindrique en attaque oblique (d'un angle  $\varphi$ ). Ce nombre de Mach est théoriquement le Mach de l'aile multiplié par  $\cos \varphi$  alors que des travaux expérimentaux référence [11] semblent indiquer que le coefficient serait plutôt  $\sqrt{\cos \varphi}$  pour une aile en flèche. En suivant les remarques faites sur le sujet en référence [10] et en appliquant les règles de Ranzl-Glaert pour nous ramener à une section dans le lit du vent nous avons obtenu que le nombre de Mach  $M_\infty$  du calcul bidimensionnel était donné par la formule suivante :

$$M_\infty = \sqrt{1 - \frac{1 - M_{aile}^2}{\cos^2 \varphi}} \quad (3)$$

L'équation (3) ne présente aucun problème pour une aile cylindrique ; ici pour la maquette ZKP on a une certaine latitude dans le choix de la flèche qui n'est pas la même au bord d'attaque et au bord de fuite. Le nombre de Mach  $M_\infty$  n'est donc défini qu'entre deux limites et seule l'expérience peut nous permettre de trancher.

#### II.2.4 - Application des corrections stationnaires

Nous allons considérer deux cas expérimentaux pour valider les corrections stationnaires telles que nous venons de les définir, ces deux essais seront repris par la suite en instationnaire pour une excitation harmonique de la gouverne.

Ils correspondent respectivement à :

- essai 1 :  $M_{aile} = 0.78$  ;  $\alpha_{aile} = 0^\circ$  ;  $\delta_{aile} = 0^\circ$
- essai 2 :  $M_{aile} = 0.78$  ;  $\alpha_{aile} = 2^\circ$  ;  $\delta_{aile} = -6^\circ$

Considérons tout d'abord l'essai 1. Si l'on n'introduit aucune des corrections stationnaires que nous venons de définir on obtient le résultat de calcul présenté en figure 4 (pour la section  $\eta = .885$  qui est la section instrumentée en dynamique). Nous comparons ce résultat aux mesures dans la section  $\eta = .85$  (donc très voisine) qui elle, est instrumentée pour les pressions statiques.

On observe que calcul et essai sont très différents, la portance calculée est ici environ quatre fois trop importante. Si nous appliquons la correction définie précédemment sur le braquage de la gouverne ( $2^\circ$  vers le haut) et que nous négligeons la correction d'incidence relativement faible pour cette position en envergure nous obtenons la comparaison présentée en figure 5. L'accord calcul-expérience est meilleur, on observe toutefois une onde de choc de part et d'autre du profil dans le calcul, ondes qui ne sont pas observées expérimentalement. Ces ondes de choc disparaissent si l'on introduit la correction du nombre de Mach en tenant compte de l'effet de flèche, au nombre de Mach de calcul  $M_{\infty} = 0.73$  on trouve la comparaison présentée en figure 6. L'accord entre les mesures et le calcul est alors suffisant pour envisager l'oscillation harmonique de la gouverne autour de ce champ moyen.

Si nous envisageons maintenant l'essai 2 et que nous appliquons l'ensemble des corrections stationnaires sur l'incidence, le braquage de la gouverne et le nombre de Mach nous obtenons les données suivantes pour le calcul bidimensionnel :

$$M_{\infty} = 0.73 ; \alpha_m = 3.82^\circ ; \delta_m = -8^\circ$$

Ce calcul est comparé aux essais en figure 7. On voit qu'ici encore le champ de pression stationnaire calculé est en bon accord avec le champ mesuré. La position de l'onde de choc et son intensité sont bien rendus, on peut donc dans ce cas également faire osciller la gouverne autour de sa position moyenne pour générer un champ de pression instationnaire, mais auparavant nous devons introduire des corrections instationnaires tridimensionnelles.

### II.3 - Prise en compte des effets tridimensionnels linéaires

La prise en compte des effets 3-D dans le calcul 2-D par tranche d'une aile de grand allongement s'avère nécessaire, en effet on sait que les effets instationnaires sont nettement accentués par un calcul bidimensionnel. On peut penser que la différence principale entre les deux calculs provient, comme le proposait Prandtl, d'une vitesse ou d'un angle induit par une nappe tourbillonnaire, mais ici cet angle induit serait instationnaire. Cet effet, purement linéaire, existe même si l'aile est localement supercritique et nous allons voir qu'il est possible d'estimer l'angle induit à partir des méthodes linéaires existantes et de corriger de manière significative le calcul bidimensionnel non linéaire.

La formulation intégrale du problème linéaire par la méthode des doublets peut s'écrire, en utilisant le noyau tridimensionnel  $N^{3D}$ , sous la forme suivante :

$$\varphi_3(x, y, z) = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + j \varphi \mathbf{R} = w(x, y, z) = \lim_{\delta \rightarrow 0} \int_{-b}^b \int_{-l/2}^{l/2} \Delta C_p(u, v) N^{3D}(x-u, y-v, z) du dv \quad (4)$$

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} \int_{-b}^b \int_{-l/2}^{l/2} \Delta C_p(u, v) N^{3D}(x-u, y-v, z) du dv$$

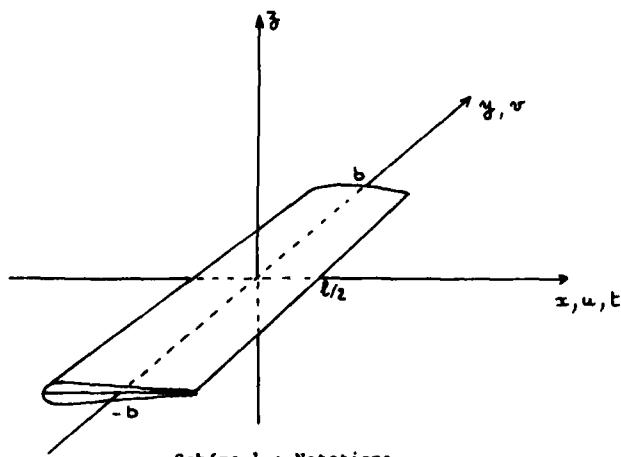


Schéma 1 : Notations

or le noyau 3-D s'écrit :

$$n^{3D}(x, y, z) = \frac{\partial^2}{\partial z^2} \int_{-\infty}^x f^{3D}(t, y, z) dt \quad (5)$$

où  $f^{3D}$  est définie à l'aide du potentiel d'accélération d'une source pulsante. On a donc :

$$w(x, y, 0) = \lim_{z \rightarrow 0} \int_{-b}^b \int_{-\ell/2}^{\ell/2} \Delta C_p(u, v) \cdot \frac{\partial^2}{\partial z^2} \int_{-\infty}^{x-u} f^{3D}(t, y-v, z) dt du dv \quad (6)$$

soit :

$$w(x, y, 0) = \lim_{z \rightarrow 0} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \int_{-b}^b \int_{-\ell/2}^{\ell/2} \Delta C_p(u, v) \int_{-\infty}^{x-u} f^{3D}(t, y-v, z) dt du dv \quad (7)$$

Le problème initial est la résolution de l'équation linéaire du potentiel, il se présente donc sous la forme suivante :

$$(\mathcal{H}_x + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \varphi^{3D} = 0 \quad (8)$$

où  $\mathcal{H}_x$  est un opérateur ne dépendant que de la variable  $x$ , en dérivant suivant  $y$  on aura :

$$(\mathcal{H}_x + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \varphi^{3D} = 0 \quad (9)$$

On peut donc écrire :

$$w(x, y) = - \lim_{z \rightarrow 0} \mathcal{H}_x \int_{-b}^b \int_{-\ell/2}^{\ell/2} \Delta C_p(u, v) \int_{-\infty}^{x-u} f^{3D}(t, y-v, z) dt du dv \quad (10)$$

$$- \lim_{z \rightarrow 0} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int_{-b}^b \int_{-\ell/2}^{\ell/2} \Delta C_p(u, v) \int_{-\infty}^{x-u} f^{3D}(t, y-v, z) dt du dv$$

Considérons tout d'abord le premier terme du second membre et supposons que l'aile est de grand allongement. On peut alors considérer que le  $\Delta C_p$  varie peu en envergure, ce qui nous permet d'écrire :

$$w_1(x, y) = - \lim_{z \rightarrow 0} \mathcal{H}_x \int_{-\ell/2}^{\ell/2} \Delta C_p(u, y) \int_{-\infty}^{x-u} f^{3D}(t, y-v, z) dt du \quad (11)$$

ce qui se transforme en :

$$w_1(x, y) = - \lim_{z \rightarrow 0} \mathcal{H}_x \int_{-\ell/2}^{\ell/2} \Delta C_p(u, y) \int_{-\infty}^{x-u} f^{2D}(t, z) dt du \quad (12)$$

ou :

$$w_1(x, y) = - \lim_{z \rightarrow 0} \int_{-\ell/2}^{\ell/2} \Delta C_p(u, y) \mathcal{H}_x \int_{-\infty}^{x-u} f^{2D}(t, z) dt du \quad (13)$$

Ce qui si l'on considère le problème bidimensionnel linéaire :

$$(\mathcal{H}_x + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \varphi^{2D} = 0 \quad (14)$$

nous permet d'écrire :

$$w_1(x, y) = \lim_{z \rightarrow 0} \int_{-\ell/2}^{\ell/2} \Delta C_p(u, y) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \int_{-\infty}^{x-u} f^{2D}(t, z) dt du \quad (15)$$

et donc :

$$w_1(x, y) = \lim_{z \rightarrow 0} \int_{-\ell/2}^{\ell/2} \Delta C_p(u, y) \cdot N^{2D}(x-u, z) du \quad (16)$$

Nous reconnaissons là la formulation intégrale du problème linéaire bidimensionnel, l'équation (10) devient alors :

$$w(x, y) = \lim_{z \rightarrow 0} \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \Delta C_p(u, y) \cdot N^{2D}(x-u, z) du \quad (17)$$

$$- \lim_{z \rightarrow 0} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \Delta C_p(u, v) \int_{-\infty}^{x-u} f^{3D}(t, y-v, 0) dt du dv$$

Nous pouvons donc introduire la notion d'un angle induit  $\delta_i$  qui est représenté par le deuxième terme du second membre de (17) :

$$\delta_i = \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \Delta C_p(u, v) \int_{-\infty}^{x-u} f^{3D}(t, y-v, 0) dt du dv \quad (18)$$

mais si l'aile est de grand allongement on peut considérer que :

$$\int_{-\infty}^{x-u} f^{3D}(t, y-v, 0) dt \sim \int_{-\infty}^0 f^{3D}(t, y-v, 0) dt \quad (19)$$

car  $-\ell/2 < x-u < \ell/2$

soit :

$$\delta_i = \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \left[ \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \Delta C_p(u, v) du \right] \int_{-\infty}^0 f^{3D}(t, y-v, 0) dt dv \quad (20)$$

on définit :

$$k_{3D}(v) = \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \Delta C_p(u, v) du \quad (21)$$

et

$$K(v) = \frac{\partial}{\partial v} \int_{-\infty}^0 f^{3D}(t, v) dt \quad (22)$$

on a alors :

$$\delta_i(y) = \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \frac{\partial}{\partial v} k_{3D} K(y-v) dv \quad (23)$$

On voit donc maintenant que  $\delta_i$  n'est fonction que de  $y$  seul;  $\delta_i$  représente la correction à apporter au bidimensionnel pour prendre en compte les effets tridimensionnels, (17) devient :

$$w(x, y) = \lim_{z \rightarrow 0} \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \Delta C_p(u, y) N^{2D}(x-u, z) du - \delta_i(y) \quad (24)$$

Nous pouvons multiplier (24) par une fonction  $\psi(x)$  (à définir) et intégrer le long de la corde, nous obtenons :

$$\int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \psi(x) w(x, y) dx = \lim_{z \rightarrow 0} \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \Delta C_p(u, y) N^{2D}(x-u, z) \psi(x) dx du$$

$$- \delta_i(y) \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \psi(x) dx \quad (25)$$

ou en changeant  $x$  en  $-\infty$  dans le second membre de (25) :

$$\int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \psi(x) w(x, y) dx = \lim_{z \rightarrow 0} \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \Delta C_p(-u, y) N^{2D}(u-\infty, z) \psi(-x) du dx$$

$$- \delta_i(y) \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \psi(-x) dx \quad (26)$$

Si nous définissons  $\psi(-x)$  comme le saut de pression engendré par un pompage nous obtenons immédiatement :

$$\int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \psi(x) w(x, y) dx = \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \Delta C_p(u, y) \cdot j k du$$

$$- \delta_i(y) \cdot k_a \quad (27)$$

où  $\kappa_a$  est la portance bidimensionnelle attachée au pompage. Nous obtenons finalement l'équation intégrale-différentielle (Prandtl en stationnaire, Reissner en instationnaire) :

$$\int_{-e/2}^{e/2} \psi(x) w(x, y) dx = jk \kappa_{30}(y) - \kappa_a \int_{-b}^b \frac{\partial}{\partial v} \kappa_{30} \cdot K(y-v) dv \quad (28)$$

qui permet de calculer  $\kappa_{30}$  puis l'angle induit. Mais disposant d'un programme tridimensionnel linéaire, nous pouvons obtenir la portance  $\kappa_{30}(y)$  directement, nous tirons donc de l'équation (28) la valeur  $\delta_i(y)$ .

$$\delta_i(y) = \frac{jk \kappa_{30} - \int_{-e/2}^{e/2} \psi(x) w(x, y) dx}{\kappa_a} \quad (29)$$

$$\delta_i(y) = \frac{jk \kappa_{30} - \int_{-e/2}^{e/2} \psi(x) \lim_{\Delta \rightarrow 0} \int_{-e/2}^{e/2} \Delta C_P(u) N^{2D}(x-u, 3) du dx}{\kappa_a} \quad (30)$$

$$\delta_i(y) = \frac{jk \kappa_{30} - \int_{-e/2}^{e/2} \Delta C_P(-u) \int_{-e/2}^{e/2} \psi(-x) N^{2D}(u-x) du dx}{\kappa_a} \quad (31)$$

Donc en définissant  $\kappa_{2D}$  comme la portance bidimensionnelle de la tranche considérée nous obtenons :

$$\delta_i(y) = jk \left[ \frac{\kappa_{30}(y) - \kappa_{2D}(y)}{\kappa_a} \right] \quad (32)$$

Cette dernière expression amène quelques remarques. Tout d'abord  $\delta_i(y)$  est proportionnel à  $jk$ , c'est donc un pompage dont l'amplitude  $\alpha$  est la valeur entre crochets ; on notera également que si le problème tridimensionnel est quasiment bidimensionnel l'angle induit s'annule ( $\kappa_{30} = \kappa_{2D}$ ). Si  $\alpha$  est l'amplitude du pompage on a :

$$\kappa_{30} = \kappa_{2D} + \alpha \kappa_a \quad (33)$$

Cette égalité indique que le pompage que l'on superpose au problème bidimensionnel sert à rétablir la valeur correcte de la portance. On peut généraliser cette idée en prenant pour valeur  $\delta_i$  au lieu d'une fonction constante par tranche une loi linéaire suivant la corde. Toute loi linéaire suivant la corde est la superposition d'un pompage et d'un tangage ; on déterminera donc les deux paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  (qui représente les intensités respectives du pompage et du tangage) en préservant non seulement la portance mais aussi le moment au quart avant dans la section soit :

$$\begin{aligned} \kappa_{30} &= \kappa_{2D} + \alpha \kappa_a + \beta \kappa_b \\ m_{3D} &= m_{2D} + \alpha m_a + \beta m_b \end{aligned} \quad (34)$$

où  $\kappa_b$  et  $m_b$  sont respectivement les portance et moment (quart avant) liés au tangage.

La résolution du système (34) pour déterminer les valeurs  $\alpha$  et  $\beta$  nécessite donc la connaissance des portances et moments du champ tridimensionnel linéaire, ce champ est calculé à partir de la méthode tridimensionnelle instationnaire dite méthode des doublets. Connaissant ces valeurs on injecte dans la méthode non linéaire un mode d'oscillation qui est la superposition du mouvement considéré, d'un mode de tangage au quart avant et d'un mode de pompage ; ces trois mouvements étant déphasés les uns par rapport aux autres puisque  $\alpha$  et  $\beta$  sont des nombres complexes.

Nous allons voir dans le paragraphe suivant des applications de cette technique.

### III - COMPARAISON DU CALCUL AUX MESURES INSTATIONNAIRES SUR L'AILLE ZKP

Les mesures instationnaires prélevées sur la maquette ZKP ont été obtenues pour deux configurations. La première correspond à l'aile haubanée à son extrémité avec une gouverne oscillant de manière harmonique, alors que pour la seconde l'aile est libre et excitée à la fréquence d'un mode propre par l'oscillation de la gouverne. Nous limiterons notre comparaison à la première configuration car nous ne connaissons pas les valeurs des flèches engendrées par le mode propre. Ce faisant, la seule section de mesures instationnaires où l'on observe des évolutions de pression significatives est la section  $\eta = .885$ . Les autres sections de mesures  $\eta = .41$  et  $\eta = .64$  sont trop éloignées de la gouverne qui avec une profondeur de 22.5 % s'étend en envergure de  $\eta = .84$  à  $\eta = .99$ . Nous allons considérer pour un même nombre de Mach de l'aile  $M_{aile} = 0.78$  des oscillations instationnaires autour des champs stationnaires qui ont d'ores et déjà été calculés au paragraphe II. Nous présenterons diverses comparaisons pour bien mettre en évidence l'importance de la correction tridimensionnelle.

#### III.1 - Comparaisons pour $M_{aile} = 0.78$ , $\alpha_{aile} = 0^\circ$ , $\delta_{aile} = 0^\circ$

Le champ de pression stationnaire qui sert de point de départ à l'évolution instationnaire est celui présenté en figure 6. La fréquence d'oscillation de la gouverne est de 20 Hz (ce qui correspond à une fréquence réduite  $\omega C/U = 24$ ).

L'amplitude d'oscillation de la gouverne est  $\delta_1 = 1^\circ$ . Si l'on applique directement la méthode instationnaire sans introduire les corrections tridimensionnelles (nous noterons 2D) la comparaison des premiers harmoniques calculés et mesurés du coefficient de pression normalisé à l'extrados ( $C_{p4}$ ) est présentée en figure 8. On observe que le module calculé est nettement surévalué (un facteur dix dans la partie avant du profil).

Si maintenant nous introduisons les corrections tridimensionnelles (nous noterons 3D), pour ce faire nous utilisons le système d'équations (34) pour définir le pompage et le tangage induits qui se superposent au mouvement de la gouverne, nous obtenons la comparaison de la figure 9. Le module calculé est fortement réduit par cette correction mais il reste cependant trop fort. Si on considère les valeurs obtenues par la méthode linéaire des doublets dont le résultat est également porté en figure 9 on arrive à la même conclusion. On peut donc penser qu'on est là en présence d'effets visqueux importants qui comme on le sait ont tendance à réduire l'efficacité instationnaire sur la gouverne. A partir des travaux de GRENON et al. [4] sur les possibilités de couplage du fluide parfait et de la couche limite on peut essayer de prendre en compte une partie des effets visqueux en considérant que l'excitation efficace n'est qu'une certaine fraction de l'excitation de la gouverne. En effet, au moins en subsonique, le principal effet de la couche limite instationnaire est de réduire le module du coefficient de pression instationnaire sans trop affecter la phase. En figure 10 nous présentons le résultat d'un calcul (P.P.T 3D + "CL") obtenu par une réduction arbitraire du débattement de la gouverne de 25 % et sur l'extrados du profil seulement. Le choix d'un abattement sur l'extrados seul vient d'une remarque faite à partir des essais. En effet, dans cette configuration le module mesuré de la pression instationnaire est nettement plus faible sur l'extrados que sur l'intrados ce qui nous a semblé être le fait d'une prédominance des effets visqueux du côté extrados. L'analyse du résultat obtenu montre bien que le module de la pression instationnaire est réduit, mais de manière insuffisante. Le comportement de la phase va bien dans le sens de ce qui est observé expérimentalement mais la correction est trop importante principalement au bord d'attaque. On peut donc penser qu'un abattement sur les deux faces du profil et différent de part et d'autre aurait permis d'obtenir une bonne comparaison théorie-expérience. Il semble donc bien qu'une meilleure prédition des champs de pressions instationnaires passe par la prise en compte de la couche limite instationnaire.

Si l'on considère les valeurs de la portance et du moment quart avant pour ce cas on obtient le tableau suivant :

	$C_{Lg}$	$C_{m\delta}$		
	Module	Phase	Module	Phase
P.P.T. 2D	3.85	- 25°	1.05	+ 3°
P.P.T. 3D	1.76	- 4°	.71	+ 5°
ESSAI	1.04	5°	.45	+ 10
DOUBLETS	1.77	- 1°	.72	4°
P.P.T. 3D + "C.L."	1.27	4°	.57	6°

Plus que les valeurs locales de pressions sur le profil ce sont ces grandeurs qui ont de l'importance si l'on s'intéresse par exemple aux calculs de flottement. On remarquera tout d'abord que si l'on ne tient pas compte des effets tridimensionnels (P.P.T. 2D) le résultat est très loin des essais. La prise en compte des effets tridimensionnels (P.P.T. 3D) améliore sensiblement la comparaison mais ne fournit pas une meilleure approximation qu'un programme tridimensionnel linéaire (ici les doublets). Par contre la prise en compte d'effets visqueux (P.P.T. 3D + "CL") bien que très grossièrement ébauchée ici fournit une correction appréciable de la portance et du moment. On doit donc accentuer notre effort pour un couplage du calcul de fluide parfait et de la couche limite en instationnaire. Il est bien sûr évident qu'un tel couplage ne peut pas se faire à partir d'une méthode linéaire de type doublets, où les effets d'épaisseur sont négligés et où l'on ne tient pas compte des effets non linéaires comme les ondes de choc qui interagissent fortement avec la couche limite.

### III.2 - Comparaisons pour $M_{aile} = 0.78$ , $\alpha_{aile} = 2^\circ$ , $\delta_{aile} = -6^\circ$

Le champ stationnaire correspondant à cette configuration est celui de la figure 7. La fréquence d'oscillation de la gouverne est ici de 10 Hz. L'amplitude d'oscillation de la gouverne est  $\delta_1 = 1.9^\circ$ . Nous présentons en figure 11 le résultat obtenu par le calcul dans le cas où l'on ne tient pas compte des effets tridimensionnels instationnaires. Ici encore les modules du coefficient de pression sont très nettement surévalués. On peut noter que le module du premier harmonique du coefficient de pression est très important aux environs de 25 % de la corde (c'est la zone qui est balayée par l'onde de choc), le module déborde largement du cadre du dessin puisque le module calculé atteint la valeur 27. Cette zone est également le siège des principales non linéarités, ainsi localement le module du second harmonique du coefficient de pression peut valoir jusqu'à 14, et le troisième jusqu'à 8. Sur les valeurs intégrées de portance et de moment (au quart avant) le module du second harmonique représente cependant moins de 1 % du module du premier harmonique.

Si l'on applique la correction tridimensionnelle instationnaire du paragraphe II.3 on obtient le résultat présenté en figure 12. L'excursion du choc est ici sensiblement réduite et si l'on observe un pic de pression autour de 25 % de la corde la largeur de ce pic est sensiblement plus faible que dans le cas précédent figure 11. On remarquera que le module du pic de pression calculé est en bon accord avec celui observé expérimentalement. Paradoxalement, les effets visqueux semblent ici être sensiblement moins importants puisque les modules calculés sont sensiblement en accord avec ceux mesurés. On doit probablement cela au braquage moyen de la gouverne ( $\delta_{aile} = -6^\circ$ ) qui équipe l'aile, ce braquage est favorable à la couche limite de l'extrados au moins au niveau de la gouverne. En ce qui concerne la phase l'accord est relativement bon sauf dans la région du choc, on peut voir là également un effet visqueux. En effet la phase expérimentale évolue qualitativement comme la phase calculée mais il semble qu'elle ne soit pas capable d'évoluer aussi rapidement, ce lissage peut être compris comme le résultat de l'interaction de l'onde de choc et de la couche limite qui n'est bien sûr pas pris en compte dans le calcul.

#### IV - POSSIBILITES OFFERTES POUR UN CALCUL DE PREDICTION DU FLOTTEMENT

La prévention d'un éventuel flottement sur les ailes supercritiques qui équipent les avions de transport actuels s'appuie encore aujourd'hui sur des méthodes linéaires comme la méthode des doubles. Ces méthodes qui ne permettent pas de tenir compte des ondes de choc sont donc sujettes à caution dans le domaine transsonique. Il nous semble donc nécessaire d'aller plus loin dans la prédition en utilisant des méthodes non linéaires du type de celle qui a été présentée ici, soit pour justifier l'utilisation des méthodes linéaires, soit pour faire ressortir leurs insuffisances.

Un tel calcul s'il apparaît de prime abord comme particulièrement complexe peut bénéficier d'un certain nombre de remarques :

##### - linéarité et harmonicité

En transsonique comme nous venons de le voir tout particulièrement au passage des ondes de choc les coefficients de pression ont une évolution qui n'est ni linéaire ni harmonique. Cependant les coefficients globaux de portances et moments peuvent être considérés comme harmoniques et linéaires.

Cette remarque qui s'appuie sur les résultats des calculs présentés ici ou en référence [5,6] rejoint des observations expérimentales dont celles de la référence [12].

##### - superposition

Le principe de superposition des mouvements est également fondamental en aéroélasticité, il permet de limiter le nombre des calculs en ne considérant que des modes élémentaires (un pompage, un tangage et une gouverne). Par superposition on peut à partir de ces modes simples reconstruire un autre mode. Par exemple un tangage autour de la mi-corde superposé à un pompage donnera les mêmes forces instationnaires qu'un tangage autour du quart avant. Dans le cas de profils non décollés ce principe reste valable et a été vérifié expérimentalement en référence [12].

On peut donc envisager un calcul de flottement en régime transsonique de manière sensiblement plus simple. A partir du calcul non linéaire dans un certain nombre de tranches représentatives de l'aile on détermine les coefficients de portances et moments liés aux modes élémentaires. Puisque ces coefficients varient linéairement, que seul le premier harmonique est significatif et que le principe de superposition reste applicable on peut construire la matrice des coefficients aérodynamiques. On peut alors résoudre le système linéaire traditionnel qui découle de l'équation du flottement où interviennent outre la matrice des coefficients aérodynamiques les matrices de masse, de raideur et éventuellement d'amortissement ; à ce niveau on n'a donc plus à se préoccuper des phénomènes non linéaires.

Pour l'instant un tel calcul est en cours de développement à la division de l'aéroélasticité de l'ONERA. Dans un premier temps ne disposant pas encore d'un calcul couplé avec la couche limite instationnaire la matrice des coefficients aérodynamiques est construite sans tenir compte des effets visqueux. Cette hypothèse nous semble acceptable bien que nous ayons vu au paragraphe III.1 que les effets visqueux instationnaires étaient importants, en effet dans un calcul de flottement (sur des ailes de ce type) la participation des gouvernes est très faible et l'on peut penser que les modes élémentaires sont moins sensibles aux effets visqueux qu'un mode de gouverne.

#### V - CONCLUSION

L'évaluation des champs de pression instationnaire induit sur l'aile ZKP par l'oscillation de la gouverne a été entreprise à l'aide du programme bidimensionnel de résolution de l'équation non linéaire des petites perturbations transsoniques. Après avoir introduit certaines corrections propres à générer un champ de pression stationnaire correct la notion d'angle induit tridimensionnel instationnaire a été développé. Cet angle induit évalué à partir d'un calcul tridimensionnel de doubles a été introduit dans la méthode non linéaire pour lui apporter une correction tridimensionnelle. Cette correction s'est avérée très intéressante même dans le cas où l'on se trouve en présence d'ondes de choc, en effet si l'on ne tient pas compte des effets tridimensionnels instationnaires les pressions calculées sont très sensiblement surévaluées par rapport aux essais.

L'importance des effets visqueux a également été soulignée lors de la comparaison aux essais. Il semble souhaitable de disposer rapidement d'un calcul couplé entre la couche limite instationnaire et le calcul non linéaire pour obtenir une meilleure prédition.

Les possibilités offertes par cette approche en regard de la prédition du flottement sont également analysées. Il semble qu'un tel calcul soit envisageable puisque les portances et moments satisfont au principe de superposition et gardent un comportement harmonique et linéaire. Ce calcul actuellement en cours à la Division de l'Aérodynamique de l'ONERA permettra d'apporter une réponse au problème que pose actuellement l'utilisation des méthodes linéaires sur les ailes supercritiques équipant les avions de transport actuels.

#### REFERENCES

- [1] - GRENON R. et THERS J. - Etude d'un profil supercritique avec gouverne oscillante en écoulement subsonique et transsonique. AGARD-CP-227, (Septembre 1977) ou ONERA T.P. n° 1977-136.
- [2] - GRENON R. et THERS J. - Etude d'un profil supercritique avec gouverne oscillante en écoulement subsonique et transsonique. 14ème Colloque d'Aérodynamique appliquée, Toulouse (7-9 Novembre 1977).
- [3] - OLSEN J. (to be published) - AGARD three-dimensional aeroelastic configurations.
- [4] - GRENON R., DESOPPER A. et SIDES J. - Effets instationnaires d'une gouverne en écoulement bidimensionnel subsonique et transsonique. AGARD-CP-262, (Mai 1979).
- [5] - COUSTON M. et ANGELINI J.J. - Solution of nonsteady two-dimensional transonic small disturbances potential flow equation. Communication au Symposium sur la dynamique des fluides instationnaires, ASME - San Francisco 10-15 Dec. 1978 et ASME Journal of Fluids engineering Vol 101, N°3, 1979, pp. 341-347.
- [6] - COUSTON M., ANGELINI J.J et MULAK P. - Application de l'équation des petites perturbations transsoniques aux calculs d'écoulements bidimensionnels instationnaires. La Recherche Aérospatiale, RA 79-5, Septembre-Octobre, pp. 325-341.
- [7] - BALLHAUS W.F., GOORJIAN P.M. - Implicit finite-difference computations of unsteady transonic flows about airfoils. AIAA Journal, 15,12 (1977) or AIAA Paper 77-205 (January 1977).
- [8] - MURMAN E.M. - Analysis of embedded shock waves calculation by relaxation methods. Proceedings of AIAA Conference on Comp. Fluid Dynamics, Palm Springs, (July 1973) p. 24-40.
- [9] - ALBANO E. and RODEEN W.P - A doublet Lattice Method for calculating lift distributions on oscillating surfaces in subsonic flows. AIAA Paper 68-73, (January 1968).
- [10] - REBUFFET P. - Aérodynamique expérimentale - Librairie Éolytechnique Ch. Beranger, 1958.
- [11] - GOTHERT - Document allemand FR 1813, traduction du Service de Documentation et d'informatique du Ministère de l'Air, SDIT n° 3737.
- [12] - DAVIS S.S and MALCOLM G.N. - Experiments in unsteady transonic flow. AIAA/ASME/ASCE/AHS 20th Structures, Structural Dynamics and Materials Conference - April 1979 - St Louis, Missouri.

#### REMERCIEMENTS

Les auteurs tiennent à remercier le Ministère de la Recherche et de la Technologie d'Allemagne Fédérale qui a patronné conjointement avec l'ONERA les essais sur le ZKP et autorise l'utilisation des résultats expérimentaux obtenus dans S1-Modane. Les auteurs tiennent également à associer à ces remerciements les firmes VFW-FOKKER, MBR, le DFVLR et l'ONERA qui ont participé au projet ZKP.

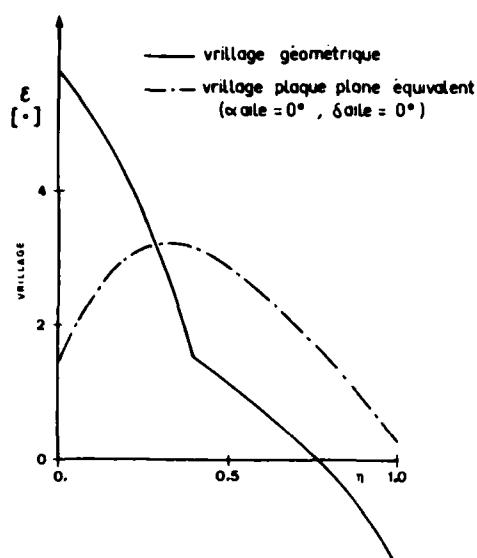


Fig. 1 – Evolution du village géométrique et du village de plaque plane équivalent.

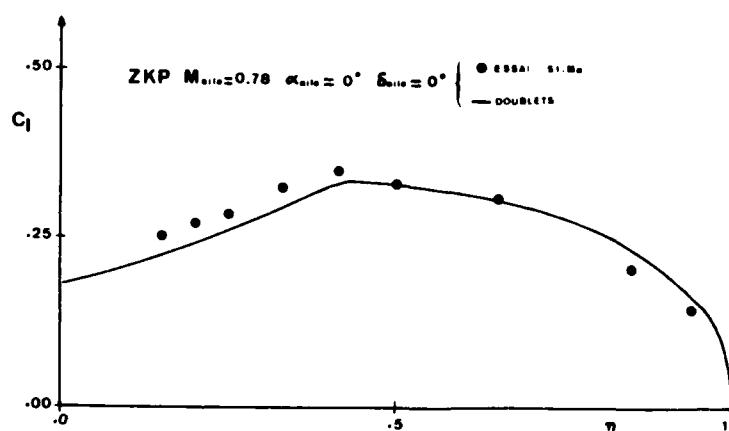


Fig. 2 – Evolution de la portance en envergure.

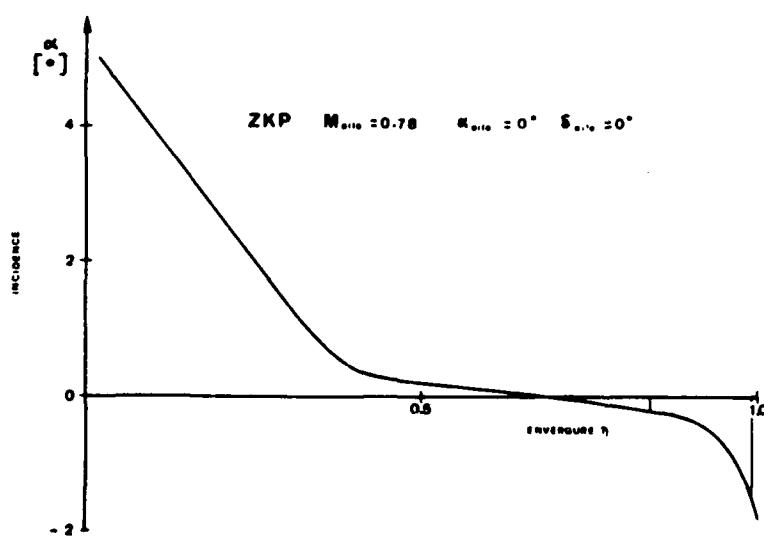


Fig. 3 – Evolution de l'angle d'incidence de chaque profil en envergure.

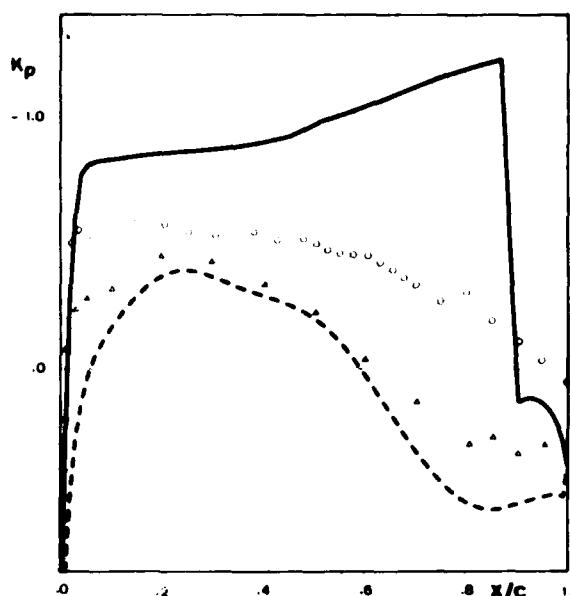
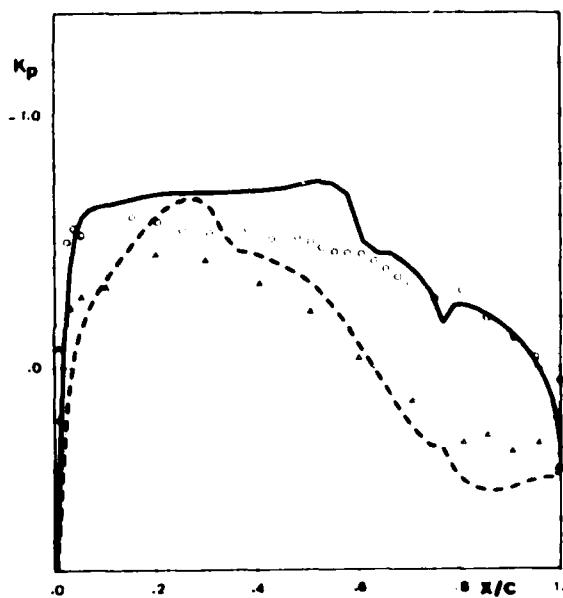


Fig. 4 - Comparaison des champs des pressions stationnaires mesurées et calculées.

•• ESSAI  $M_{\infty} = 0.78 \quad \alpha_m = 0^\circ \quad \delta_{aile} = 0^\circ \quad \eta = 85$   
 — PPT  $M_{\infty} = 0.78 \quad \alpha_m = 0^\circ \quad \delta_m = 0^\circ \quad \eta = 885$

Fig. 5 - Comparaison des champs des pressions stationnaires mesurées et calculées.



•• ESSAI  $M_{\infty} = 0.78 \quad \alpha_m = 0^\circ \quad \delta_{aile} = 0^\circ \quad \eta = 85$   
 — PPT  $M_{\infty} = 0.78 \quad \alpha_m = 0^\circ \quad \delta_m = -2^\circ \quad \eta = 885$

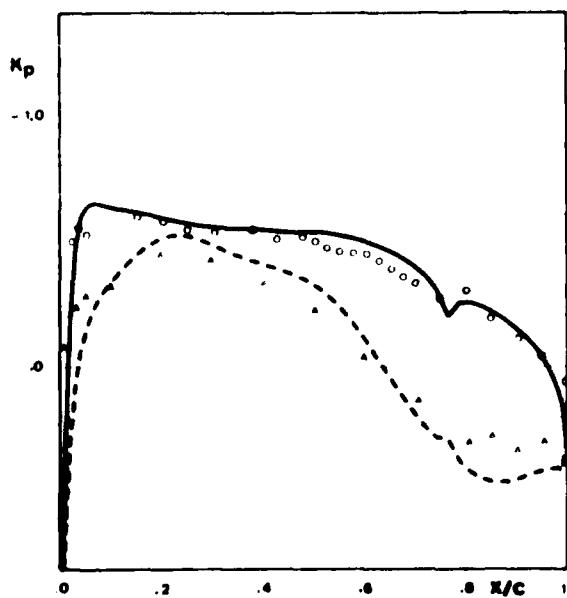
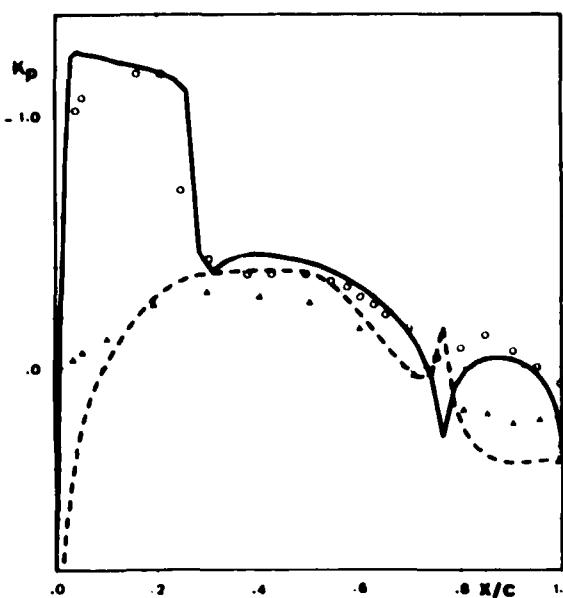


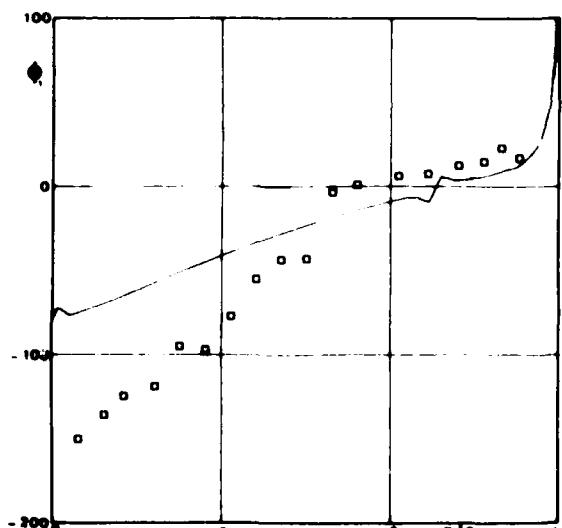
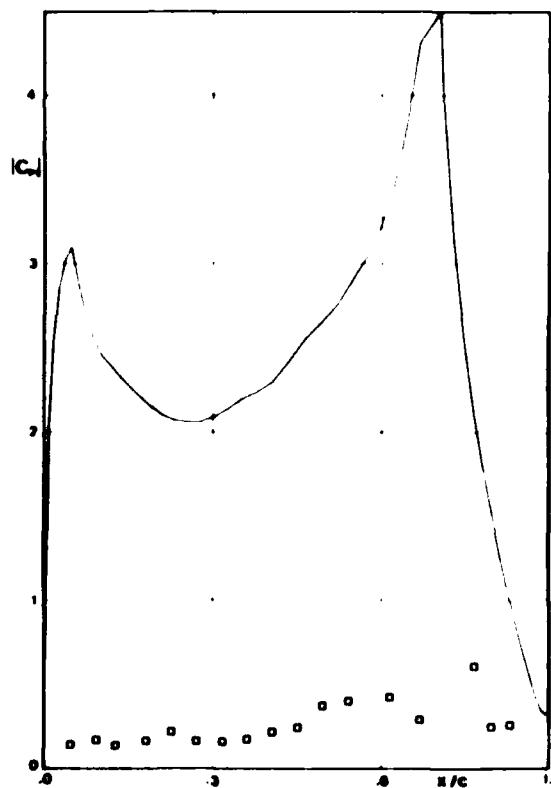
Fig. 6 - Comparaison des champs des pressions stationnaires mesurées et calculées

•• ESSAI  $M_{\infty} = 0.78 \quad \alpha_m = 0^\circ \quad \delta_{aile} = 0^\circ \quad \eta = 85$   
 — PPT  $M_{\infty} = 0.73 \quad \alpha_m = 0^\circ \quad \delta_m = -2^\circ \quad \eta = 885$



○○ Essai  $M_\infty = 0.78 \quad \alpha_{\text{ale}} = 2^\circ \quad \delta_{\text{ale}} = -5^\circ \quad \eta = 885$   
 - - PPT  $M_\infty = 0.73 \quad \alpha_{\text{m}} = 3.82^\circ \quad \delta_{\text{m}} = -8^\circ \quad \eta = 885$

Fig. 7 – Comparaison des champs des pressions stationnaires mesurées et calculées.



○○ Essai  $M_\infty = 0.78 \quad \alpha_{\text{ale}} = 0^\circ \quad \delta_{\text{ale}} = 0^\circ \quad \theta = 24^\circ$   
 - - PPT 2D  $M_\infty = 0.73 \quad \alpha_{\text{m}} = 0^\circ \quad \delta_{\text{m}} = -2^\circ \quad \theta = 24^\circ$

Fig. 8 – Champs des pressions mesurées et calculées à l'extrados ( $\eta = 885$ )

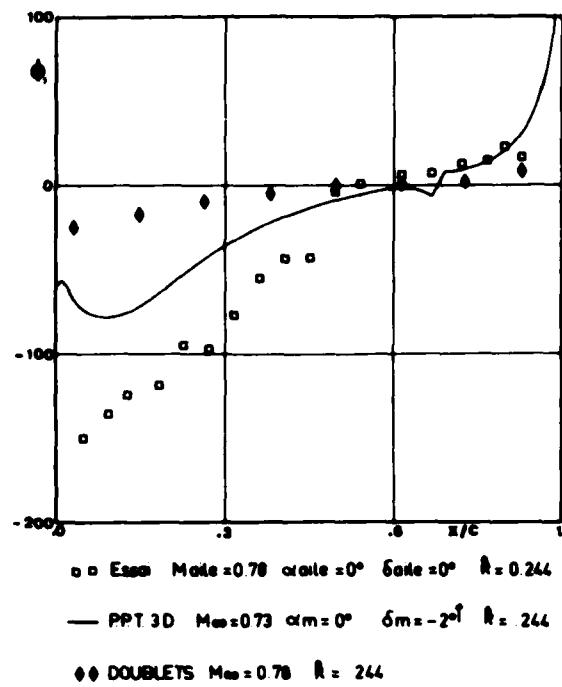
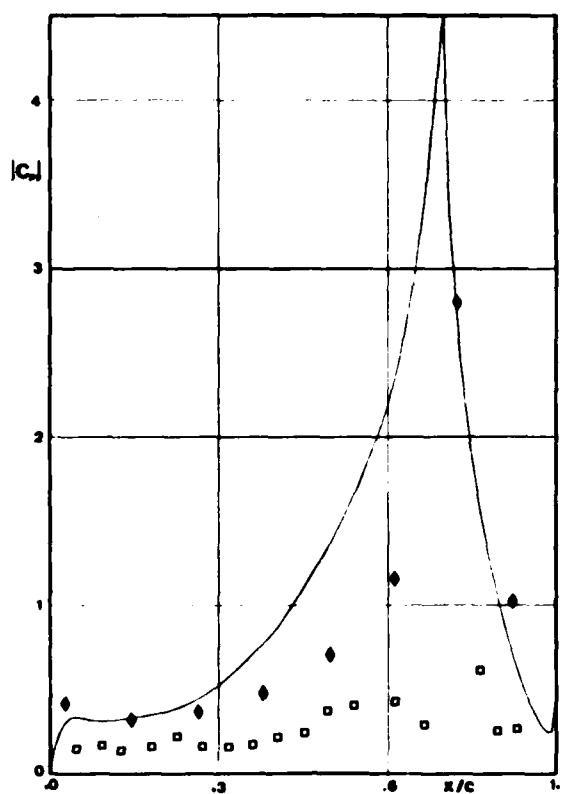


Fig. 9 – Champs des pressions mesurées et calculées à l'extrados ( $\eta = .885$ ).

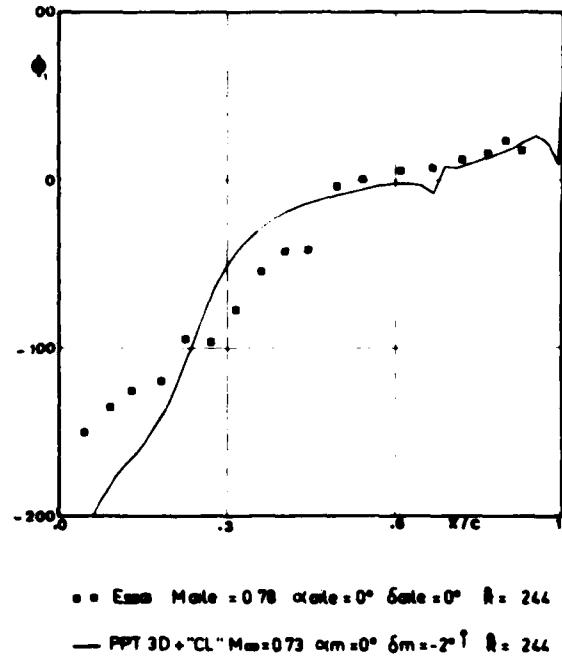
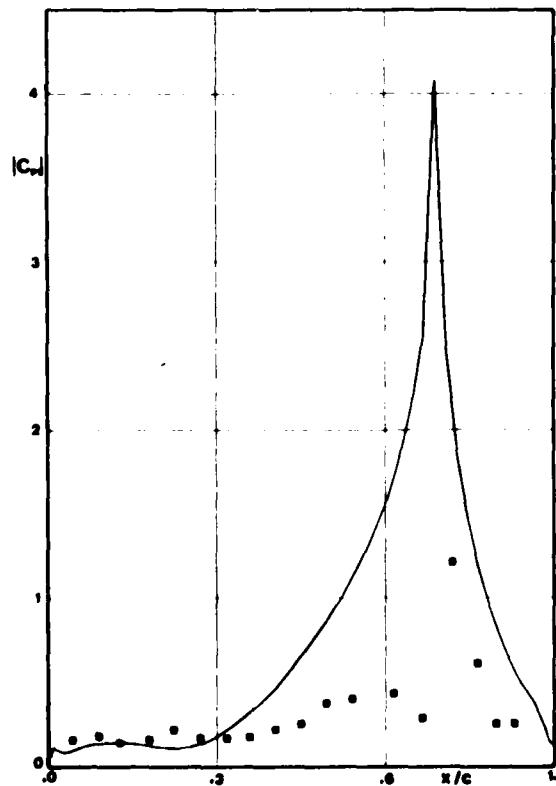
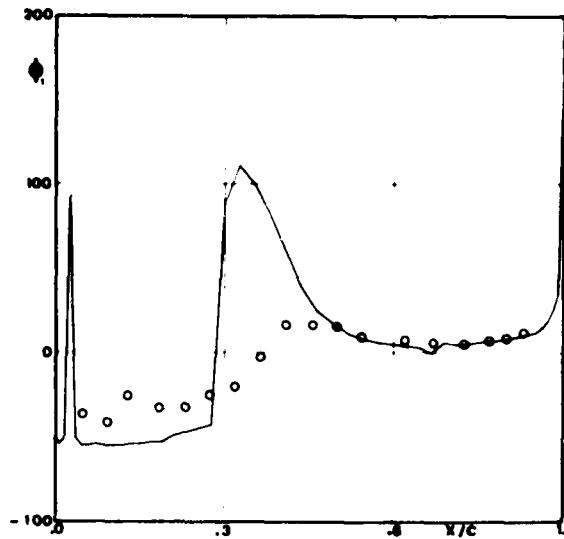
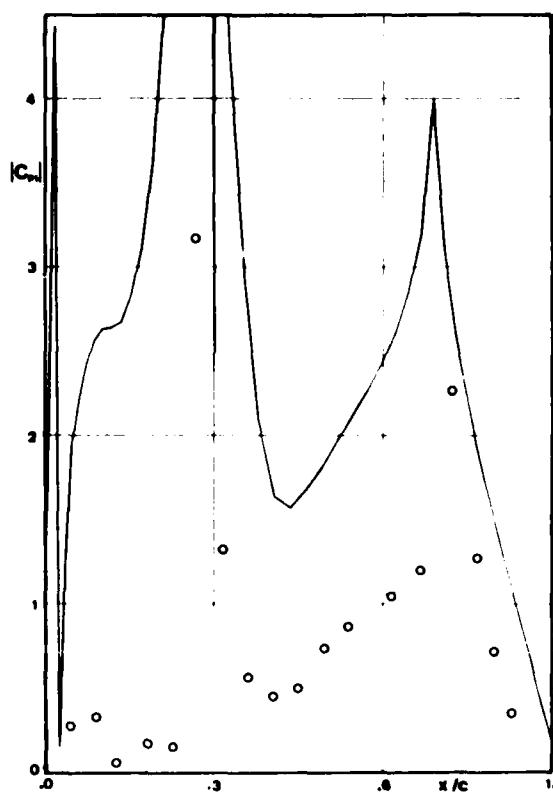
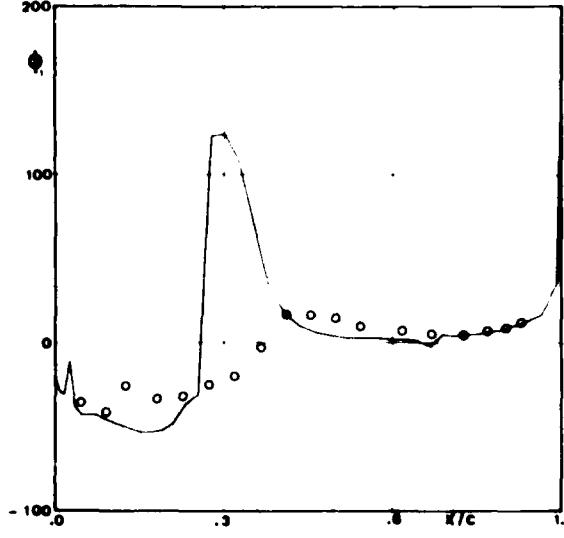
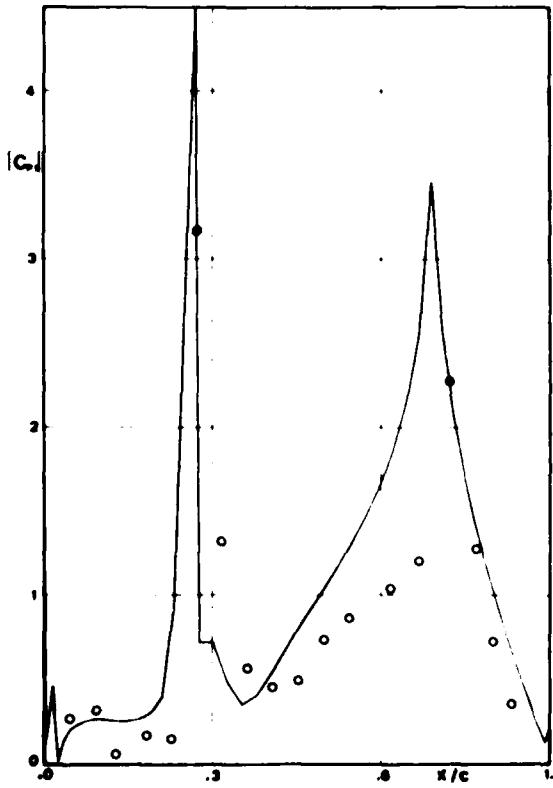


Fig. 10 – Champs des pressions mesurées et calculées à l'extrados ( $\eta = .885$ ).



○○ Essai  $M_{\infty} = 0.78 \quad \alpha_{ale} = 2^\circ \quad \delta_{ale} = -6^\circ \quad R = 122$   
 — PPT. 2D  $M_{\infty} = 0.73 \quad \alpha_m = 3.82^\circ \quad \delta_m = -6^\circ \quad R = 122$

Fig. 11 – Champs des pressions mesurées et calculées à l'extrados ( $\eta = .885$ )



○○ Essai  $M_{\infty} = 0.78 \quad \alpha_{ale} = 2^\circ \quad \delta_{ale} = -6^\circ \quad R = 12$   
 — PPT 30  $M_{\infty} = 0.73 \quad \alpha_m = 3.82^\circ \quad \delta_m = -6^\circ \quad R = 12$

Fig. 12 – Champs des pressions mesurées et calculées à l'extrados ( $\eta = .885$ )

**REPORT DOCUMENTATION PAGE**

<b>1. Recipient's Reference</b>	<b>2. Originator's Reference</b>	<b>3. Further Reference</b>	<b>4. Security Classification of Document</b>
	AGARD-R-688	ISBN 92-835-2107-2	SANS CLASSIFICATION
<b>5. Originator</b>	Groupe Consultatif pour la Recherche et le Developpement Aérospatial Organisation du Traite de l'Atlantique Nord 7 rue Ancelle, 92200 Neuilly sur Seine, France		
<b>6. Title</b>	<b>COMPARAISON DES CHAMPS DE PRESSION INSTATIONNAIRES CALCULES ET MESURES SUR LE MODELE ZKP</b>		
<b>7. Presented at</b>	la 50ème conférence de la Commission Structures et Materiaux qui eut lieu à Athens, Grèce en avril 1980.		
<b>8. Author(s)/Editor(s)</b>	<b>9. Date</b>		
M.Couston, J.J.Angélini et J.P.Meurzec	août 1980		
<b>10. Author's/Editor's Address</b>	<b>11. Pages</b>		
Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales 29 avenue de la Division Leclerc 92320 Châtillon, France	22		
<b>12. Distribution Statement</b>	Le présent document est diffusé conformément aux politiques et règlements de l'AGARD exposés sur le verso de la dernière feuille de couverture de toutes les publications AGARD.		
<b>13. Keywords/Descriptors</b>			
Voilure (ailes) Ecoulement super critique Caractéristiques Aérodynamiques Ecoulements non stationnaires Ecoulement transsonique	Flottement Aéroélasticité Commande active Ecoulement tridimensionnelle Applications de la mathématique		

**14. Abstract**

La connaissance des faces aérodynamiques instationnaires ou transsoniques devient de plus en plus nécessaire pour prévoir les risques de flottement et pour mettre au point les systèmes de contrôle actif. A partir de méthodes opérationnelles sur profil, les auteurs proposent une méthode des tranches qui prend en compte les aspects tridimensionnels d'une manière approchée. Une application est présentée pour l'aile supercritique ZKP.

<b>AGARD Report No.688</b> Groupe Consultatif pour la Recherche et le Développement Aérospatial OTAN <b>COMPARAISON DES CHAMPS DE PRESSION INSTATIONNAIRES CALCULES ET MESURES SUR LE MODELE ZKP</b> par M.Couston, J.J.Angélini et J.P.Meurze Publiée août 1980 22 pages	<b>AGARD-R-688</b> Voiture (ailes) Ecoulement super critique Caractéristiques Aérodynamiques Ecoulements non stationnaires Ecoulement transsonique Flottement Aéroélasticité Commande active Ecoulement tridimensionnelle Applications de la mathématique	<b>AGARD Report No.688</b> Groupe Consultatif pour la Recherche et le Développement Aérospatial OTAN <b>COMPARAISON DES CHAMPS DE PRESSION INSTATIONNAIRES CALCULES ET MESURES SUR LE MODELE ZKP</b> par M.Couston, J.J.Angélini et J.P.Meurze Publiée août 1980 22 pages	<b>AGARD Report No.688</b> Groupe Consultatif pour la Recherche et le Développement Aérospatial OTAN <b>COMPARAISON DES CHAMPS DE PRESSION INSTATIONNAIRES CALCULES ET MESURES SUR LE MODELE ZKP</b> par M.Couston, J.J.Angélini et J.P.Meurze Publiée août 1980 22 pages
<b>AGARD Report No.688</b> Groupe Consultatif pour la Recherche et le Développement Aérospatial OTAN <b>COMPARAISON DES CHAMPS DE PRESSION INSTATIONNAIRES CALCULES ET MESURES SUR LE MODELE ZKP</b> par M.Couston, J.J.Angélini et J.P.Meurze Publiée août 1980 22 pages	<b>AGARD-R-688</b> Voiture (ailes) Ecoulement super critique Caractéristiques Aérodynamiques Ecoulements non stationnaires Ecoulement transsonique Flottement Aéroélasticité Commande active Ecoulement tridimensionnelle Applications de la mathématique	<b>AGARD Report No.688</b> Groupe Consultatif pour la Recherche et le Développement Aérospatial OTAN <b>COMPARAISON DES CHAMPS DE PRESSION INSTATIONNAIRES CALCULES ET MESURES SUR LE MODELE ZKP</b> par M.Couston, J.J.Angélini et J.P.Meurze Publiée août 1980 22 pages	<b>AGARD Report No.688</b> Groupe Consultatif pour la Recherche et le Développement Aérospatial OTAN <b>COMPARAISON DES CHAMPS DE PRESSION INSTATIONNAIRES CALCULES ET MESURES SUR LE MODELE ZKP</b> par M.Couston, J.J.Angélini et J.P.Meurze Publiée août 1980 22 pages
<b>AGARD Report No.688</b> Groupe Consultatif pour la Recherche et le Développement Aérospatial OTAN <b>COMPARAISON DES CHAMPS DE PRESSION INSTATIONNAIRES CALCULES ET MESURES SUR LE MODELE ZKP</b> par M.Couston, J.J.Angélini et J.P.Meurze Publiée août 1980 22 pages	<b>AGARD-R-688</b> Voiture (ailes) Ecoulement super critique Caractéristiques Aérodynamiques Ecoulements non stationnaires Ecoulement transsonique Flottement Aéroélasticité Commande active Ecoulement tridimensionnelle Applications de la mathématique	<b>AGARD Report No.688</b> Groupe Consultatif pour la Recherche et le Développement Aérospatial OTAN <b>COMPARAISON DES CHAMPS DE PRESSION INSTATIONNAIRES CALCULES ET MESURES SUR LE MODELE ZKP</b> par M.Couston, J.J.Angélini et J.P.Meurze Publiée août 1980 22 pages	<b>AGARD Report No.688</b> Groupe Consultatif pour la Recherche et le Développement Aérospatial OTAN <b>COMPARAISON DES CHAMPS DE PRESSION INSTATIONNAIRES CALCULES ET MESURES SUR LE MODELE ZKP</b> par M.Couston, J.J.Angélini et J.P.Meurze Publiée août 1980 22 pages

<p>compte les aspects tridimensionnels d'une manière approchée. Une application est présentée pour l'aile supercritique ZKP.</p> <p>Communication présentée à la 50ème conférence de la Commission Structures et Matériaux qui eut lieu à Athens, Grèce en avril 1980.</p>	<p>compte les aspects tridimensionnels d'une manière approchée. Une application est présentée pour l'aile supercritique ZKP.</p> <p>Communication présentée à la 50ème conférence de la Commission Structures et Matériaux qui eut lieu à Athens, Grèce en avril 1980.</p>
<p>ISBN 92-835-2107-2</p>	<p>ISBN 92-835-2107-2</p>
<p>compte les aspects tridimensionnels d'une manière approchée. Une application est présentée pour l'aile supercritique ZKP.</p> <p>Communication présentée à la 50ème conférence de la Commission Structures et Matériaux qui eut lieu à Athens, Grèce en avril 1980.</p>	<p>compte les aspects tridimensionnels d'une manière approchée. Une application est présentée pour l'aile supercritique ZKP.</p> <p>Communication présentée à la 50ème conférence de la Commission Structures et Matériaux qui eut lieu à Athens, Grèce en avril 1980.</p>